13. 異方性の容易軸が異なる二元系の混晶　石川琢磨・小口武彦
14. 混晶系におけるスピン転移（Mössbauer 効果）　徂徠道夫
15. 2種の常磁性原子の混晶における相分離　山下護・中野藤生
16. $(CH_3NH_3, C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$ 混晶の相転移　君島義英・渡辺昂
17. ランダム磁性体 $Ni_pMg_{(1-p)}(OH)_2$　榎敏明・辻川郁二

スピングラスとROP

東工大理　上野陽太郎・小口武彦

ランダム磁性体の相転移は，合金系に対する説明に Edwards Anderson (EA)が使ったスピングラスの概念とレプリカの理論によってその基礎的問題は終ったように見える。しかし同じレプリカによる $d_c = 6$ という結果と分子場近似計算の実験とのかなり良い一致とは常識では相容れ難いようだし，そして分子場近似から得られた秩序パラメータqが自由エネルギーの最大値である (Fischer) ことは何よりも常識を越えている。Bront の定義した quench 系の自由エネルギー G_B と，スピン平均と配置平均の順序を交換したレプリカのそれ G_r は果して等しいのか，同じ熱統計力学的性質をもつのか。この点を明らかにするために，本来の定義の自由エネルギーを分子場近似を使って求めレプリカとの比較を行った。この計算は既に Sherrington がクラスター的にやったものに等しく，比熱（飛びをもつ）以外はEAと一致する。しかしながら自由エネルギーを調べるとその中味は本質的な違いをもつことが判る。

（スピン平均に関する）分子場近似以外に配置平均についての近似を彼と同じくすると（彼の自己エネルギーだけを拾う近似には重大な欠陥を含んでいるが，ここで問題にする最っとも本質的な事には障害にならない），イジング系に対し

$$\beta G_B = \frac{1}{2}(1-\beta^2 j_2)\, q + (\frac{1}{4}+\beta^4 j_4)\, q^2 \tag{1}$$

他方レプリカでは（$j_n \equiv \overline{\sum_j J_{ij}^n}$，バーは配置平均）

$$\beta G_r = -\frac{1}{4}\beta^2 j_2 + \frac{1}{4}\beta^2 j_2 (\beta^2 j_2 - 1) q^2 - 5/16 \cdot \beta^6 j_2^3 q^3 \tag{2}$$

ここで ln 2 は共に省略。両者は明らかに異なる。(1)では熱平均値は最小値をとり，(2)ではそれが最大値であるだけでなく，q依存項からの磁気比熱は負となり，意味不明な第1項を入れることより正のカスプとなる。この原因を分子場の悪さに帰することは出来ない。分子場近似の結果が最小値をもつことは Gibbs-Bogoliubov 不等式（等価なギブスエネルギーのハミルトニアンに対する Convexity (Griffiths) ）によって保証されているが，これはクエンチ系に容易に拡張されるからである。逆に最小値でないことは厳密な自由エネルギーが Convexity をもたないことを意味する。従って厳密な G_r でさえ G_B に等しくないと結論できる。

この原因は2つの平均操作の交換による。先に行うべきスピン平均は単なる平均ではなく，N→∞によって extensive な量だけ拾いその後配置平均するのである。この逆は必要なものを捨て不要なものを拾い(2)のようになるのだろう。

なお両方の厳密な計算が可能な球型モデル（ Kosterlitz 等）ではレプリカは(2)と同形で，本来の方法では q^4 の係数は $T > T_c$ で正，$T < T_c$ では展開不可能となり，両者は明らかに異なる。

最後にROPについて述べる。Sherrington 近似の重大な欠陥は帯磁率を等式 $\chi = \chi_0 (1 - q)$ を使わずに自由エネルギーから求めると T_c で発散することにある。ROPの基本的考えを使えば，平衡状態では $-\Sigma J_{ij} < \sigma_i > < \sigma_j > \; < 0$ 従って $\overline{J_{ij} < \sigma_i > < \sigma_j >} > 0$ となって，そういうことは起りえない。この場合スピンの熱平均値 $< \sigma_i >$ を $< \eta_i > = \tau_i < \sigma_i > \; > 0$ （ $\tau_i = 1$ or -1 ）に変換するのが便利で，$n_i = \overline{< \eta_i >}$ とすれば，

$$\beta G_B = -\beta \Sigma j n_i n_j + \Sigma \left(\frac{1}{2} n_i^2 + \frac{1}{4} n_i^4 \right) - \beta \sum_i n_i (H_0 + \delta_i H_1) \tag{3}$$

$j \equiv \overline{J_{ij} \tau_i \tau_j}$ は τ_i の $T = 0$ での近似計算等により求める（小口，上野/小野）。H_0 : ordering field, H_1 : uniform field （$\delta_i = 1$ or -1 の random variable ）。$H_1 = 0$ のとき $n_i = \overline{| < \sigma_i > |} = m_0$ （秩序パラメータ）によって(3)は

$$\beta G_B = \frac{1}{2} (1 - z\beta j) m_0^2 + \frac{1}{4} m_0^4 - \beta m_0 H_0 \tag{4}$$

(4)から $m_0 \sim (T_R - T)^{1/2}$; $T_R = zj$ （ z : n. n. の数） 帯磁率 χ_0 は T_R で発散，比

熱は飛びをもつ。uniform 帯磁率 χ_1 は(3)からカスプになる。(3)と(4)は convexity を満足し χ_1 のカスプも自然に求まる。

GLPとROP

東北大工　　桂　　重俊

Bethe 格子（有限 cayley tree の中心部，以下 z＝3 の場合を考える）上の $J_A=-J_B$ であるボンド結晶において uniform field zero の limit では $t_G \equiv \tanh(J/2kT)=\frac{1}{\sqrt{2}}$ 以下の温度でGLPが実現し，random ordered field zero の limit では $t_R=\frac{1}{2}$ 以下の温度でROPが実現する。(Morita PTP in press, Muto 1977, preprint) この T_R は $\chi_S=\Sigma\overline{|\langle\sigma_i\sigma_j\rangle|}$ の発散点として与えられ，T_G は $\partial^2\chi/\partial H^2$ の発散点 (Katsura) または $\chi_{\mathrm{Mattis}}=\Sigma\overline{\langle\sigma_i\sigma_j\rangle^2}$ の発散点として与えられる。T_R はまた Bethe 格子の Oguchi Ueno 理論(1977, preprint)において

$$\overline{|\langle\sigma_0\rangle|}=\frac{1}{3}\left\{\overline{|\langle\sigma_1\rangle|}+\overline{|\langle\sigma_2\rangle|}+\overline{|\langle\sigma_3\rangle|}\right\} \tag{1}$$

により effective field を定めたときの $\partial\overline{|\langle\sigma\rangle|}/\partial H_m$ の発散点として与えられる。しかし

$$\overline{\langle\sigma\rangle^2}=\frac{1}{3}\left\{\overline{\langle\sigma_1\rangle^2}+\overline{\langle\sigma_2\rangle^2}+\overline{\langle\sigma_3\rangle^2}\right\} \tag{2}$$

によって effective field を定めても Bethe 格子では effective field が確定するから $\overline{H_m H_{m'}}=\overline{H_m}\,\overline{H_{m'}}$，$\overline{H_m^2}=\overline{H_m}^2$ が成立ち，同じ T_R を与える。即ち Bethe 格子に対してGLPが実現されるかROPが実現されるかは uniform field zero の limit か random ordered field zero の limit の何れが実現されるかによるのであって $\overline{|\langle\sigma\rangle|}$ と $\overline{\langle\sigma\rangle^2}$ の何れが order parameter であるかということは本質ではない。

実在格子に対する Bethe 近似の Oguchi Ueno 理論 (1977, preprint) における高温側の uniform 帯磁率は任意の濃度で我々のそれと等しく，p＝0，1においては低温側の表式も一致する。実在格子の Bethe 近似に対して Oguchi Ueno が χ_r の発散点より求め